



TITLE:

27.LuFe₂O₄とLu₂Fe₃O₇の磁性(東北大学理学部物理学教室,修士論文アブストラクト(1984年度))

AUTHOR(S):

飯田, 潤二

CITATION:

飯田, 潤二. 27.LuFe₂O₄とLu₂Fe₃O₇の磁性(東北大学理学部物理学教室,修士論文アブストラクト(1984年度)). 物性研究 1985, 44(4): 622-624

ISSUE DATE:

1985-07-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/91745>

RIGHT:

$x = 0.1$ について、比熱のデータから超伝導特性を詳しく調べ、各種パラメータ（表-2）を求めた。その結果、これは中間強結合超伝導体であることがわかった。

さて、電気抵抗から求めた T_c は図-1 の様になる。やはり、 $x \geq 0.3$ 付近で T_c が下がっている様子がみられる。しかし、 $x = 0.3$ の試料については、比熱の測定からは、1.5 K 以上では超伝導転移は認められず、バルクな超伝導ではない事がわかった。即ち、実は T_c の急変は、従来信じられていた値よりも小さい x で起っている。

$N(\epsilon_F)$ と T_c との相関をみると、 $x = 0.1$ と $x = 0.3$ とでは、 $N(\epsilon_F)$ が大きく変化しており、 T_c の急激な低下は、この $N(\epsilon_F)$ の変化で説明できる。一方、 $x = 1.0$ の $N(\epsilon_F)$ は、他と較べて大きな値を示しているにも拘らず、 T_c は Rh-rich 側と較べて非常に小さくなっており、 T_c の変化を $N(\epsilon_F)$ の変化では説明できない。

ところで Shelton らによってこの系の U. P. S. スペクトルが報告されており、Ru のコンセントレーションを増すにつれ B の 2p 軌道と Rh 或は Ru の 4d 軌道の mixing が大きくなる事が知られている。この mixing の効果によって電子-格子作用の大きさが変化していると解釈される。

27. LuFe_2O_4 と $\text{Lu}_2\text{Fe}_3\text{O}_7$ の磁性

飯 田 潤 二

LuFe_2O_4 は、 RFe_2O_4 (R: 希土類) の一族で、結晶構造は Fig. 1 に示すとおり各原子が三角格子をつくり、それが c 軸方向に積みあがった層状構造をもつ。

磁性を担うのは、Fe イオンの三角格子が蜂の巣状に上下に二枚重った W 層 (Fig. 1) である。著しい熱残留磁化を示すがこれは、W 層内に自発磁化をもつクラスターの存在を示唆している。W 層間には Lu イオンと O イオンから成る U 層が存在する。そのため極めて二次元性の強い構造となり、この事は電気伝導及び中性子回折の結果から示された。Fe イオンは、c 軸に強い異方性をもち、Fe-Fe 間の相互作用が反強磁性であるため、いわゆるフラストレートした系となっている。

$\text{Lu}_2\text{Fe}_3\text{O}_7$ も類似の構造をとるが、 LuFe_2O_4 との違いは Fe^{3+} から構成された V 層を含む事にある (Fig. 1)。しかし今回は LuFe_2O_4 について特に興味深い現象をみいだしたのでそれを中心に述べることにし、 $\text{Lu}_2\text{Fe}_3\text{O}_7$ についての研究結果は省略する。

まず, LuFe_2O_4 の 77 K 迄の σ - T 曲線を示す (Fig. 2)。これからわかるように, 他の RFe_2O_4 (例として YbFe_2O_4 を挙げてある。) とは異なる奇妙な性質を示す。

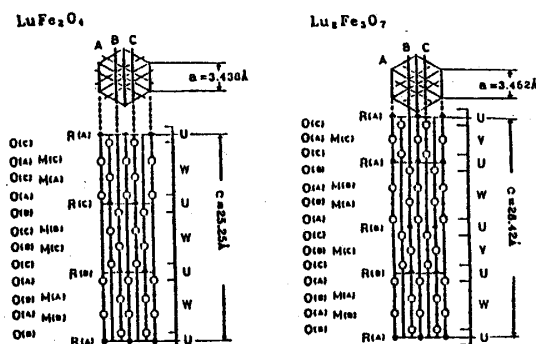


Fig. 1

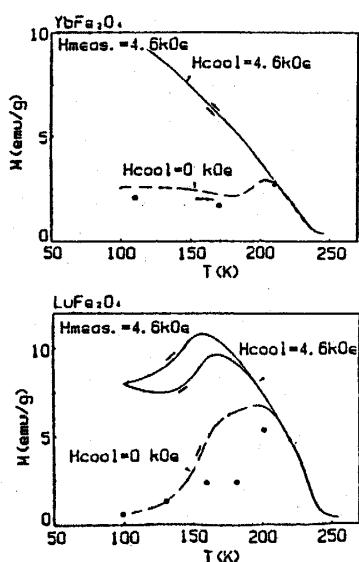


Fig. 2

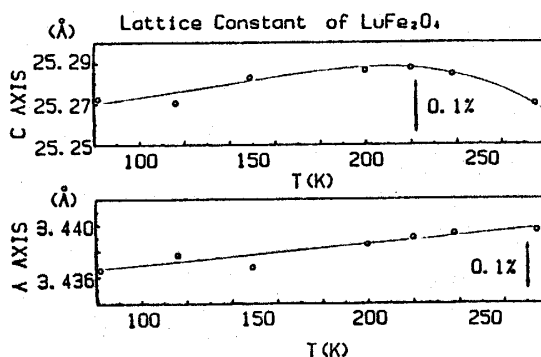


Fig. 3

すなわち, 磁場をかけながら冷却した曲線 (実線) が極大を示すこと, 又その後, 磁場をかけながら温度を上昇させた曲線 (実線) が, 先の曲線とヒステリシスを描くこと。及び, 無磁場で冷却後, 磁場をかけて温度を上昇させた曲線 (破線) の磁化と, 室温から無磁場で測定された σ - H 曲線から得られる磁化 (黒丸) とが, ある温度領域でくい違い現象である。これは温度上昇の際の磁場の有無により磁化が変化することから field cooling effect に対し, field heating effect といえるものである。この現象は温度が 150 K 付近で, 何らかの相変態を示すものである。

次に, X線回折に依る格子定数の温度変化を Fig. 3 に示す。これを見るとわかるように, 先の磁化の異常に対応する変化は観測されなかった。これに対しメスバウア分光を用いた結果, 磁化の異常に対応する変化が, 電場勾配に観測された。

これらの事を説明するために、150 K 付近以下では Fe イオンの位置が、X 線には現われない程度に、上下にずれるというモデルを考える。これは、150 K 以上と以下では異なる相にあるという要請を満たし、メスバウアの結果を説明できる。又、前述の field heating effect は、この相変態のために、クラスター間の反強磁性的相互作用が強くなったとすると、説明できると思われる。

28. パルス強磁場下における $\text{Hf}_{1-x}\text{Ta}_x\text{Fe}_2$ の磁性

多田 隈 芳 夫

30 T を越える強い磁場は、パルスマグネットを用いることにより比較的容易に出すことができる。我々はこのパルスマグネットによる磁性測定システムを新しく制作した。このシステムのコンデンサーバンクの容量は 12.5 mF で最大電圧 3.2 KV をかけると約 60 KJ のエネルギーをえることができる。このエネルギーを瞬間的に多層ソレノイドコイルに放電することにより磁場に変換し、最高 43.7 T まで出すことができた。また精度を出すためにスイッチとして従来のイグナイトロンに変え SCR を用い、ノイズを極力抑えた。更に充電を一定電流ですみやかにかつ 1 V の精度で行なうために各リレーは計算機制御されている。第 1 図はこのシステムのブロックダイアグラムである。尚磁場及び磁化は誘導法で求めているため、磁化曲線は各ピックアップコイルの信号を計算機で積分して求まる。

第 2 図の (a) はそれぞれ積分する前の磁化検出用のピックアップコイルの信号を磁場検出用のピックアップコイルの信号を磁場検出用のピックアップコイルの信号で割り算をしたいわゆる微分帯磁率で (b) が磁化曲線である。

さてこの様な測定システムを使って、 $\text{Hf}_{1-x}\text{Ta}_x\text{Fe}_2$ の磁化測定を行なった。この物質は Laves 相化合物で六方晶の MgZn_2 型の結晶構造を持ち Ta 濃度が $x \sim 0.2$ の領域では、低温で強磁性相が存在し、温度上昇により反強磁性への 1 次相転移が起こることが観測されている。そこで Ta 濃度を増した領域での状態を磁化測定により調べ、 $x = 0.25$, $x = 0.30$ の試料の磁気相図を決定した。(図 3) その結果これらの試料については、低温で強磁性相が現われないことがわかった。この様な磁気相図は、守谷、宇佐美らの理論的研究により導き出された磁気相図の中の 1 つに相当している。第 4 図がそれで、温度が T_0 と T_N の間での反強磁性状態に磁場を加えると T^* 以上では強磁性への 1 次相転移が T^* 以上では常磁性への 2 次相転移